

# 高强度超短脉冲激光等离子体 真空加热的粒子模拟\*

曹莉华 常文蔚 岳宗五 赵伊君

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

**提要** 用二维多时标全电磁相对论粒子模拟程序对高强度超短脉冲激光对等离子体的真空加热机制进行了模拟研究,给出了合理的物理图像。

**关键词** 高强度超短脉冲激光,真空加热,二维粒子模拟

## 1 引言

超短脉冲激光辐照靶的能量吸收过程包括许多非线性吸收过程,解析理论对处理强非线性问题尚不成熟,现有的实验条件还无法测到如此快过程的细节,因此计算机模拟是必不可少的研究方法。粒子模拟是在计算机上跟踪模拟粒子在自洽场和外场中运动的动力学方法,与多温多流体模拟计算比较,它可给出更多物理图像的细节,而且没有多维问题的网格畸变,加之采用一系列减少计算量的措施,它已成为简单有效的研究方法之一。

由于激光脉冲持续时间极短,激光-靶耦合产生的等离子体来不及膨胀开来,标志从临界密度到真空的等离子体密度斜坡的距离的特征量即等离子体密度标长 $L$ 很短( $L < \lambda$ ),加之高强度激光产生巨大的有质动力压缩等离子体,也使等离子体密度标长变短。在这样的条件下,等离子体的各种本征波模式的产生和发展受到抑制。在粒子模拟中观察不到参量不稳定性、共振吸收等现象。

本文的目的就是用粒子模拟的方法来研究高强度( $I \geq 10^{16} \text{ W/cm}^2$ )超短脉冲( $\sim 100 \text{ fs}$ )激光对等离子体的真空加热<sup>[1]</sup>。这种机制已被用于激光-光栅加速器的研究设计中<sup>[2]</sup>。

## 2 真空加热机制的简化模型分析

当 $P$ 偏振激光斜入射到等离子体(其密度标长 $L < \lambda$ )上时,真空-等离子体表面的电子被光场的垂直于界面的分量拉入真空中振荡加热,称为真空加热。

Brunel用一维电容器模型理论描述了真空加热机制产生的条件和原理,并用 $1\frac{1}{2}$ 维(空间一个分量,速度三个分量)静电粒子模拟程序进行了模拟计算,观察 $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi, 5\pi/2$

\* 国家 863 高技术惯性约束聚变主题资助项目。

收稿日期: 1996—08—01; 收到修改稿日期: 1996—11—18

时刻电子在相空间 $(x, v_x)$ 的分布,清楚地看到了电子被垂直于等离子体表面电场拉出至真空区域,部分电子振荡返回等离子体中以及电子被加速的过程,得到如下结果<sup>[1]</sup>。

一个周期内吸收的功率密度为

$$I_{\text{abs}} = \frac{\eta}{2\pi} v_{\text{osc}} \frac{E_0^2}{8\pi} \quad (1)$$

粒子模拟实验得出的拟合值为  $\eta = 1.75(1 + 2v_{\text{th}}/v_{\text{osc}})^{[1]}$ ,  $v_{\text{th}}$  为电子热运动速度,  $E_0$  为激光电场沿真空-等离子体表面的分量,  $v_{\text{osc}} = eE_0/m\omega$ 。

考虑相对论效应,电子动能为  $(\gamma - 1)m_0c^2$ , 能量吸收系数可表示为

$$f = (\eta/\pi)cv_{\text{osc}}[(1 + v_{\text{osc}}^2/c^2)^{1/2}]/(v_{\text{th}}^2\cos\theta) \quad (2)$$

共振吸收的理论分析表明<sup>[3,4]</sup>,波破时电场的饱和振幅值为  $E_{\text{br}} = m\omega(2v_{\text{osc}}\omega L)^{1/2}/e$ , 如果  $L < v_{\text{osc}}/2\omega$ , 共振吸收中的电场振幅将小于驱动场,共振吸收机制无效。

从能量方面来看,波破时共振场储存的最大能量为  $W_{\text{res}} = (E_{\text{br}}^2/8\pi)l$ ,  $l \cong (2v_{\text{osc}}\omega L)^{1/2}/\omega$ , 如果这些能量全部丢失将耗时  $\tau_{\text{br}} \cong (8L/v_{\text{osc}}\omega)^{1/2}$ , 所以最高的能量吸收率为  $I_{\text{abs}} = W_{\text{res}}/\tau_{\text{br}} \cong (E_0^2/8\pi)\omega L$ , 如果  $L \leq v_{\text{osc}}/\omega$ , 共振吸收机制吸收的能量将小于真空加热机制吸收的能量,此时将通过真空加热机制吸收激光能量,共振吸收机制可不予考虑。

### 3 模拟条件、结果和分析

假设  $P$  偏振激光斜入射到  $x$  方向非均匀分布的等离子体上,入射角  $\theta = 45^\circ$ , 激光波长  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , 激光脉冲形状为高斯分布,  $f(t) = \exp[-(t - t_0)^2/2\tau^2]$ ,  $t_0 = 2.5\tau$ ,  $\tau = 50 \text{ fs}$ , 即激光脉冲半宽度为  $100 \text{ fs}$ , 入射功率密度  $I = 8.9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , 线性分布等离子体长度为  $0.4\lambda$ , 密度标长为  $L = 0.2\lambda$ , 过稠密等离子体分布长度为  $0.6\lambda$ , 密度为  $2n_c$ ,  $n_c$  为临界密度,左端真空长度为  $2\lambda$ , 系统大小为  $3\lambda \times 1.41\lambda$ , 分为  $256\Delta x \times 128\Delta y$  个网格。电子和离子初始具有 Maxwell 速度分布,电子平均温度  $T_e = 1 \text{ keV}$ , 离子平均温度  $T_i = T_e/3 = 1/3 \text{ keV}$ , 离子、电子质量比  $M/m = 1836$ , 多时标因子  $N_t = 20^{[5]}$ , 对 80000 个有限大小电子和 80000 个有限大小离子进行跟踪模拟,得到二维粒子模拟结果如下。

图 1 是电场分量  $E_x$  的分布,极薄的次临界密度层允许电磁波进入,直到临界密度附近电

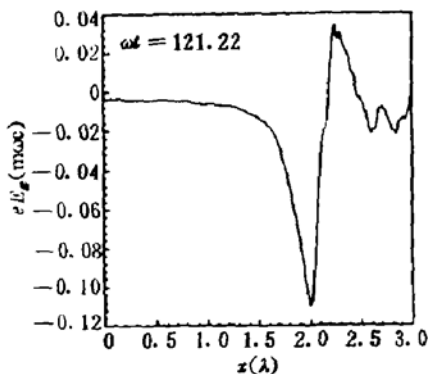


图 1 电场分量  $E_x$  在  $x$  方向的分布 ( $\omega t = 121.22$ )

Fig. 1 Electric field component  $E_x$  vs  $x$  at

$$\omega t = 121.22$$

磁波被截止,电子在电场作用下产生振荡运动,在临界面 ( $x \sim 2.2\lambda$ ) 附近造成电荷分离,形成一个静电场。在真空-等离子体表面 ( $x \sim 2\lambda$ ), 巨大的激光电场的纵向分量(沿  $x$  方向)将电子从等离子体中拉出,部分被拉出的电子以振荡速度返回等离子体,其余部分仍滞留在真空区域,产生一个直流静电场,该电场将阻止电子继续离开等离子体阻碍电荷分离的继续产生。电磁场结构与 Gibbon 用  $1 \frac{1}{2}$  维粒子模拟程序描述的真空加热

机制中的电磁场分布一致<sup>[6]</sup>。

等离子体-真空界面附近的电子被  $x$  方向的静电场加速至高能,产生超热电子。在本文的计

算条件下,当  $\omega t = 303.06$  时刻,电子在  $x$  方向的最大速度约为  $0.8c$ ,在  $y$  方向的速度不超过  $0.5c$ .共振吸收情形,电子在与密度梯度方向成一角度的方向得到加速<sup>[3,7]</sup>,这里情况有所不同,由于次稠密等离子体区域很薄,不能支持等离子体波的传播,电子通过真空加热机制来得到加速,主要在垂直于真空-等离子体界面的方向( $x$ 方向)被加速,而平行于界面方向( $y$ 方向)的加速并不很显著,粒子模拟结果给出的电子在速度空间的分布(图 2(a),(b))证实了这一点.被拉出的电子几乎以相同的速度返回等离子体,在真空界面处电子被加速最为剧烈(图 3(a),(b)),最后电子在相空间( $x, P_x$ )的分布形成类似于 Brunel 描述分布<sup>[1]</sup>,与 Brunel 用  $\frac{1}{2}$  维(空间两个分量,速度三个分量)全电磁粒子模拟程序得到的电子在相空间的分布一致<sup>[8]</sup>.

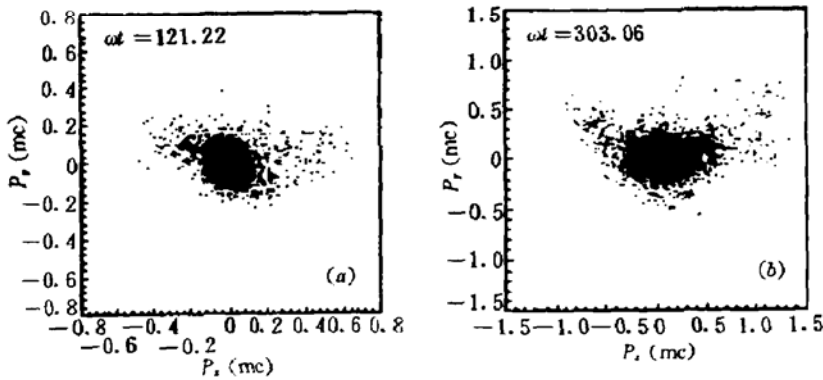


图 2 电子在相空间 ( $P_x, P_y$ ) 的分布:(a)  $\omega t = 121.22$ ; (b)  $\omega t = 303.06$

Fig. 2 Electron distribution in phase space ( $P_x, P_y$ ) at (a)  $\omega t = 121.22$ ; (b)  $\omega t = 303.06$

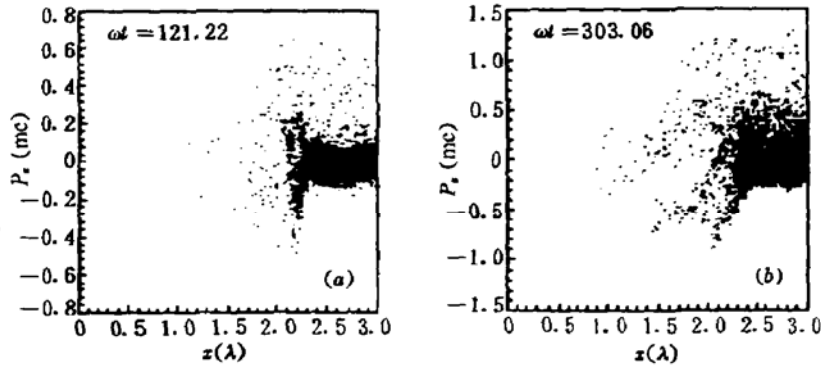


图 2 电子在相空间 ( $x, P_x$ ) 的分布:(a)  $\omega t = 121.22$ ; (b)  $\omega t = 303.06$

Fig. 3 Electron distribution in phase space ( $x, P_x$ ) at (a)  $\omega t = 121.22$ ; (b)  $\omega t = 303.06$

图 4 是等离子体离子密度的动态分布,随着激光场能量的注入,在等离子体-真空界面附近的静电场产生的有质动力推动离子造成界面处出现尖锐的密度峰分布.当  $\omega t = 303.06$  时,  $n_{max} \sim 3.3n_c$ ,压缩比约为  $3.3/2 \sim 1.65$ ,等离子体密度轮廓变得更陡( $L/\lambda < 0.2$ ).此时离子在相空间的分布如图 5 所示,离子受热后向真空区域膨胀,在真空-等离子体界面附近也有一定程度的加热,相应的电子热运动速度为  $0.044c$ .离子在相空间的分布图 5 表明,离子在临界面附近产生强烈压缩产生集结,形成跨越临界面的平均速度的间断,临界面向等离子体内运动,与离子密度轮廓分布一致(图 4).

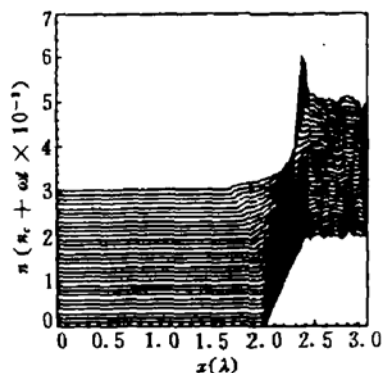


图 4 离子密度的动态分布

Fig. 4 Evolution of ion density profile as functions of  $x$  and  $t$

本文还给出等离子体标长  $L = 0.2, 0.1$  情况下,入射激光达到脉冲峰值功率密度时刻吸收系数随入射角的变化(图 6)。共振吸收理论<sup>[4]</sup>和粒子模拟结果<sup>[3]</sup>均表明,当激光入射角约为  $20^\circ$  时 ( $L \approx 1 \sim 2\lambda$ ),共振吸收效率最高;而真空加热却在入射角约  $45^\circ$  时吸收效率达到最大。

其它参数不变,但将等离子体分布改成一段均匀稠密等离子体分布 ( $L = 0$ ),其密度和长度分别为  $2n_e, 1\lambda$ ,重新进行模拟计算,得到以下结果。

从粒子模拟得到的电子在相空间  $(x, P_x)$ ,  $(P_x, P_y)$  的分布(图 7 和图 8)来看,电子的加热特

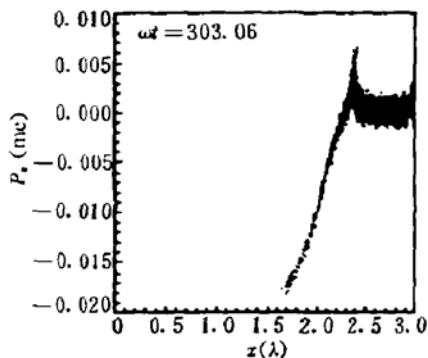


图 5 离子在相空间  $(x, P_x)$  的分布 ( $\omega t = 303.06$ ),

$M$  是离子质量

Fig. 5 Ion phase space  $P_x$  vs  $x$  at  $\omega t = 303.06$ , where

$M$  is the ion mass

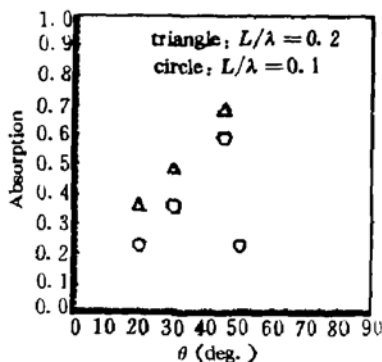


图 6 不同入射角条件下,激光达到入射峰值功率密度时的能量吸收系数.  $I = 10^{16} \text{ W/cm}^2$

Fig. 6 Absorption vs obliquity for  $P$ -polarization at the time when laser pulse reaches the peak intensity  $I$

$= 10^{16} \text{ W/cm}^2$

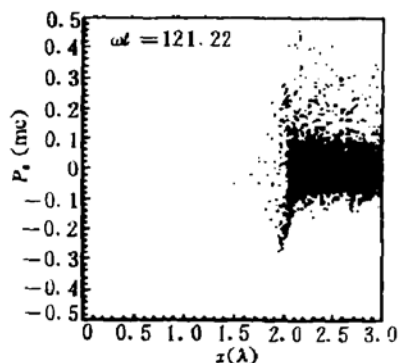


图 7 电子在相空间  $(x, P_x)$  的分布 ( $\omega t = 121.22, L = 0$ )

Fig. 7 Electron phase space  $P_x$  vs  $x$  at

$\omega t = 121.22$  for  $L = 0$

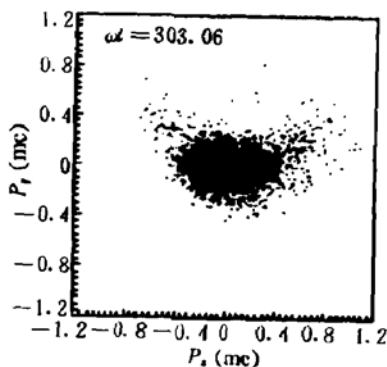


图 8 电子在相空间  $(P_x, P_y)$  的分布 ( $\omega t = 303.06, L = 0$ )

Fig. 8 Electron phase space  $P_y$  vs  $P_x$  at

$\omega t = 303.06$  for  $L = 0$

性与以上描述的真空加热机制具有同样的特征, 这表明高强度超短脉冲激光照射均匀分布的过稠密等离子体时, 激光的能量吸收仍是真空加热机制占主导地位, 但由于等离子体不存在次临界密度区域, 激光不能直接进入等离子体内, 仅在真空-等离子体表面存在电磁波的渐近波部分, 使得同样条件下在同一时刻吸收效率明显下降(对  $L = 0.2\lambda$ , 激光达峰值功率密度时, 吸收系数约为 69%; 对  $L = 0$  情形, 吸收系数约为 50%), 激光对电子的加速不如激光照射短密度标长等离子体情形剧烈, 获得的速度略小一些(图 2(a), 图 3(b), 图 7 和图 8), 电子的平均动能也略低一些, 这在物理上也是合理的。

在本文的计算条件下, 按照(2)求得能量吸收系数  $f \approx 36\%$ 。本文中激光脉冲形状为高斯分布, 粒子模拟结果表明, 当激光达到峰值功率密度时 ( $\omega t \approx 222$ ), 能量吸收系数大致为 50% ( $L = 0$ ), 60% ( $L = 0.1\lambda$ ), 69% ( $L = 0.2\lambda$ ), 模拟结果与物理分析基本一致。

### 参 考 文 献

- 1 F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**: 52
- 2 R. B. Palmer. *Part. Accel.*, 1980, **11**: 81
- 3 K. G. Estabrook, E. J. Valeo, W. L. Kruer. Two-dimensional relativistic simulations of resonance absorption. *Phys. Fluids*, 1975, **18**: 1151
- 4 常铁强等. 激光等离子体相互作用与激光聚变. 长沙: 湖南科学技术出版社, 1991, 35
- 5 曹莉华, 刘大庆, 常文蔚等. 二维粒子模拟中的多时标法. 国防科技大学学报, 1996, **18**(3): 133
- 6 Paul Gibbon, A. R. Bell. Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**: 1535
- 7 曹莉华, 刘大庆, 常文蔚等. 激光等离子体共振吸收中等离子体波对电子的加速(待发表)
- 8 F. Brunel. Anomalous absorption of high intensity subpicosecond laser pulses. *Phys. Fluids*, 1988, **31**: 2714
- 9 K. G. Estabrook, W. L. Kruer. Properties of resonantly heated electron distributions. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **40**: 42

## Particle Simulation of Vacuum Heating in Plasmas Produced by an Ultrashort Laser Pulse

Cao Lihua Chang Wenwei Yue Zongwu Zhao Yijun

(Department of Applied Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073)

**Abstract** The absorption process of an ultrashort, obliquely incident laser pulse is studied using a two-dimensional multi-time-scale fully electromagnetic relativistic particle simulation. Vacuum heating mechanism is numerically simulated.

**Key words** ultrashort laser pulse, vacuum heating, two-dimensional particle simulation